Über die Absorption kurzer elektrischer Wellen in ionisierten Gasen, ein Versuch zum Nachweis der langwelligen Strahlung des Wasserstoffatoms

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

genehmigt von der Philosophischen Fakultät

der Friedrich-Wilhelms-Universität

zu Berlin

von

Otto Betz

in Berlin-Grunewald

Tag der mündlichen Prüfung: 12. Mai 1932

Tag der Promotion: 10. Dezember 1932

1 9 3 2

Johann Ambrosius Barth in Leipzig

95

Referenten:

Professor P. Pringsheim

Professor W. Nernst

Sonderdruck aus „Annalen der Physik"
5. Folge, Band 15, Heft 3. 1932

Printed in Germany

DRUCK VON METZGER & WITTIG IN LEIPZIG 224

Meinen lieben Eltern

in Dankbarkeit gewidmet

Zusammenfassung

Die Absorption gedämpfter elektrischer Wellen zwischen 3 und 30 cm Wellenlänge in ionisiertem Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff wird untersucht. Dabei kommen als Strahlungsquelle lineare Oszillatoren, deren Intensität durch Verwendung von flüssiger Luft als Dielektrikum gesteigert wird, als Nachweiselemente Thermoelemente zur Verwendung. Es ergibt sich eine für alle Gase mit wachsender Wellenlänge stetig ansteigende Absorption. Bei Wasserstoff überlagern sich diesem Anstieg Absorptionsmaxima bei 3, 9 und 28 cm. Diese selektiven Maxima, deren spektrale Lage sich als unabhängig von der Größe der Ionisierung im Gas erweist, werden versuchsweise langwelligen Übergängen zwischen den Feinstrukturniveaus des Wasserstoffatoms zugeordnet. Die gemessenen Wellenlängen der Absorptionsmaxima stimmen mit den von Grotrian berechneten Wellenlängen der langwelligen Übergänge innerhalb der Meßgenauigkeit gut überein.

Innerhalb der Feinstrukturniveaus von H_α sind Übergänge innerhalb der Niveaus

$$2p_1 - 2s,\ 3d_2 - 3p_2,\ 3p_1 - 3s,\ 3d_1 - 3p_1$$

möglich, da keine der bekannten Auswahlregeln diese verbieten. In seinem Buch über Spektren hat Grotrian[1]) die diesen Übergängen zukommenden Wellenlängen berechnet. Er erhält für

$2p_1 - 2s$ ein λ zu 2,74 cm
$3d_2 - 3p_2$ ein λ zu 9,25 cm
$3p_1 - 3s$ ein λ zu 9,25 cm
$3d_1 - 3p_1$ ein λ zu 27,75 cm.

Es ergeben sich also Wellenlängen, die in das Gebiet Hertzscher elektrischer Wellen fallen. Die Prüfung der Frage, ob solche Übergänge auftreten, zu der mich Dr. Klumb angeregt hat, ist Aufgabe dieser Arbeit. Es soll durch Messungen der

---

1) W. Grotrian, Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit eins, zwei und drei Valenzelektronen. Bd. I, S. 37.

Absorption gedämpfter elektrischer Wellen in angeregtem atomarem H experimentell versucht werden, Absorptionsstellen, die obigen Elektronenübergängen entsprechen würden, zu finden. Man ist bei den Versuchen auf gedämpfte Wellen angewiesen, da es bis heute kaum möglich ist, ungedämpfte Wellen unterhalb 10 cm als im Raum freie Strahlung von genügender Intensität herzustellen.

Absorption elektrischer Kurzwellen in angeregten Gasen haben Dänzer[1]) und Hasselbeck[2]) gemessen. Das Ergebnis der Arbeit von Dänzer läßt für die hier zu behandelnde Frage keine Nutzanwendung zu. Die Arbeit von Hasselbeck, die eine Fortsetzung der Messungen von Dänzer darstellt und unter anderem die Absorptionsverhältnisse in einem angeregten Helium–Neongemisch in Abhängigkeit von der eingestrahlten Frequenz untersucht, wird bei der Deutung der Ergebnisse vorliegender Arbeit nicht unwichtig sein.

I. Über Intensität und Herstellung der Wellen

Nach Vorversuchen mit allen in der Literatur angegebenen Abarten Hertzscher Oszillatoren wurde zur Herstellung der benötigten Wellen der lineare Oszillator gewählt. Um gute Absorptionsmessungen vornehmen zu können, muß man von der zur Absorption gebrachten Wellenstrahlung gut meßbare Intensitäten, große Konstanz dieser, bekanntes Dämpfungsdekrement und *konstante Wellenlänge* fordern. Im folgenden soll gezeigt werden, wie man diesen Erfordernissen gerecht werden kann.

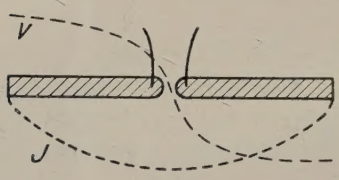

Fig. 1. Oszillator

Der lineare Oszillator besteht aus zwei geraden zylindrischen Leiterstücken, die durch eine Funkenstrecke verbunden sind. Die Zuführung der benötigten Spannung erfolgt durch gleichzeitig als Drosseln wirkende dünne Widerstandsdrähte, die dicht an der Funkenstrecke befestigt sind. Entsprechend der in Fig. 1 eingezeichneten Spannungs- und Stromverteilung im Oszillator ist die Wellenlänge angenähert gegeben durch $\lambda = 2\,l$ (Abweichung vgl. Abschnitt 3).

---

1) H. Dänzer, Ann. d. Phys. [5] **2**. S. 27. 1929.
2) W. Hasselbeck, Ann. d. Phys. [5] **12**. S. 477. 1932.

a) Erhöhung der Intensität durch hohe Funkenzahl

Die elektrische Energie eines Oszillators ist gegeben durch

$$E = \tfrac{1}{2} n C V^2,$$

wobei n der Anzahl der in der Zeiteinheit erfolgenden Anregungen entspricht, C der Kapazität des Oszillators und V der Durchschlagsspannung der Funkenstrecke gleichzusetzen ist.

Um hinreichend hohe Funkenzahlen zu erreichen, wurde ein Löschfunkensender der Wellenlänge 318 m gebaut. Man kann so, da jeder ganzen Periode zwei Durchschläge entsprechen, annähernd $2 \cdot 10^6$ Funken in der Sekunde möglich machen.

Der Löschfunkensender arbeitete dank einer vierteiligen Wolframfunkenstrecke nach Boas[1]) im Primärkreis sehr konstant. Die Selbstinduktionsspule im Sekundärkreis, der durch Stoßerregung wenig gedämpft schwingt, bildet mit einer Spule hoher Windungszahl einen Teslatransformator, an den der Oszillator mit dünnen (0,1 mm Manganin) Drähten angeschlossen ist.

b) Erhöhung der Intensität durch durchschlagsfeste Dielektrika

Eine weitere Erhöhung der Strahlungsintensität wird durch Steigerung der Durchschlagsspannung an der Funkenstrecke erreicht. Dazu läßt man den Hertzschen Oszillator in entsprechenden Dielektrika arbeiten. Allgemein[2]) ist bekannt, daß Durchschlagsspannungen außer vom verwandten Dielektrikum abhängig sind vom Druck, unter dem das Dielektrikum steht. Nichols und Tear[3]) haben bei ihren erfolgreichen Arbeiten zur Überbrückung der Lücke in der Skala der elektromagnetischen Schwingungen zwischen den längsten Wärmewellen und den kürzesten elektrischen Wellen Versuche gemacht, eine Steigerung der Strahlungsintensität ihrer Oszillatoren in Abhängigkeit vom Druck im Dielektrikum (Petroleum) zu erreichen. Es zeigte sich, daß eine wesentliche Steigerung der Strahlungsintensität bei Drucken oberhalb einer Atmosphäre nicht zu erreichen war. Einen ähnlichen Versuch habe ich mit Paraffinöl gemacht und bin zum gleichen Ergebnis ge-

---

1) Ich möchte an dieser Stelle ganz besonders Hrn. Dr. Boas für die Überlassung dieser Funkenstrecke danken.

2) W. O. Schumann, Hochspannungstechnik. Handb. Wien-Harms **10**. S. 503 ff.

3) E. F. Nichols u. J. D. Tear, Phys. Rev. **21**. S. 587. 1923; Astroph. Journ. **61**. S. 17. 1925.

kommen. Fig. 2 gibt ein schematisches Bild der Versuchsanordnung wieder. Mit Hilfe einer Autoölförderpumpe wurde ein Ölkreislauf hergestellt, in den die Funkenstrecke des Oszillators eingebaut war. Zur kräftigeren Durchspülung des Öls durch die Funkenstrecke wurde unmittelbar vor ihr das Öl durch eine Düse geschickt, wobei aber darauf geachtet wurde, daß das Öl den Funkenraum gleichmäßig füllte. Das Manometer in der oben gezeigten Anordnung zeigte Drucke bis 3,5 Atm. durch Regulierung der Fördergeschwindigkeit der Öl-

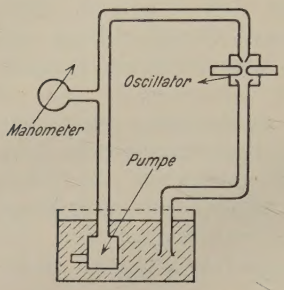

Fig. 2. Ölkreislauf

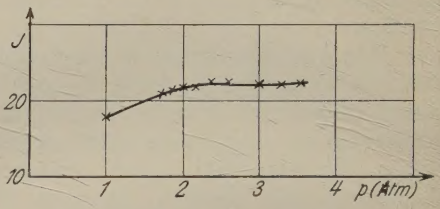

Fig. 3. Abhängigkeit der Strahlungsintensität vom Druck im Dielektrikum

pumpe an. Fig. 3 zeigt das Ergebnis der in dieser Anordnung gewonnenen Messung. In der Kurve sieht man deutlich den nur unwesentlichen Anstieg der Intensität. Aufgetragen ist die Abhängigkeit der Strahlungsintensität von dem im Manometer angezeigten Druck. Bei größeren Drucken bleibt die Strahlungsintensität sehr konstant, was seine Erklärung in der besseren Kühlung und Reinigung der Funkenstrecke findet. Auch mit Leuchtgas wurde ein ähnlicher Versuch gemacht, doch war der Erfolg nicht besser. Es zeigen jedenfalls diese Versuche, daß es wenig Zweck hat, durch Druckerhöhung im Dielektrikum die Durchschlagsspannung und damit die Intensität der Wellen zu steigern wegen der technischen Schwierigkeiten bei der Konstruktion der Oszillatoren.

Es mußte also ein Dielektrikum gesucht werden, welches nach Möglichkeit hohe Durchschlagsspannung besitzt und gleichzeitig keine Verunreinigung der Funkenstrecke mit sich bringt. Störend bemerkbar macht sich bei jedem Dauerbetrieb eines Oszillators seine große Ewärmung und der damit verbundene Abfall der Strahlungsintensität, verursacht durch die mit der Erwärmung eintretende schlechtere Entionisierung der Funkenstrecke. Es wurde deshalb probeweise der Oszillator in flüssige Luft gesetzt. Der Versuch zeigte, daß flüssige Luft ein ideales Dielektrikum für Oszillatoren darstellt. Um die Wir-

kungsweise der flüssigen Luft genauer zu untersuchen, wurden systematisch die Durchschlagsspannungen bei kleinen Elektrodenabständen (0,1 mm) für Paraffinöl, Pentan und flüssige Luft gemessen. Bei diesem Elektrodenabstand erfolgte für 500 ~ Wechselstrom ein Durchschlag der Funkenstrecke in Pentan für etwa 1800 Volt, in Paraffinöl bei 2600 Volt und in flüssiger Luft bei etwa 8500 Volt (Effektivwerte), wobei sich zeigte, daß vor allem nach längeren Versuchen ohne die Funkenstrecke zu säubern, die Durchschlagsspannung außer für flüssige Luft kleiner wurde. Nach Säuberung der Funkenstrecke erhielt man wieder die alten Werte. Unter gleichen Bedingungen, also sauberen Funkenstrecken, verhalten sich demnach bei einem Elektrodenabstand von 0,1 mm die Durchschlagsspannungen zueinander wie 1 (Pentan): 1,44 (Paraffinöl): 4,7 (flüssige Luft). Für kurze Betriebszeiten verhielten sich die Strahlungsintensitäten genau so. Bei Dauerbetrieb arbeitete der Hertzsche Oszillator nur in flüssiger Luft konstant, bei Pentan und Paraffinöl war die Strahlungsintensität großen Schwankungen unterworfen, was seine Erklärung in der Verunreinigung der Funkenstrecke durch Kohleniederschlag und in der Erwärmung des Metalls und der damit verbundenen schlechteren Entionisierung der Funkenstrecke findet. Ferner konnte sich wegen der geringen Beweglichkeit des Dielektrikums die Funkenstrecke nicht selbsttätig reinigen. Damit sind auch gleichzeitig die Vorteile der flüssigen Luft gegeben. Die Funkenstrecke bleibt sauber bis auf geringfügige Oxydation, die aber keine Störung hervorruft, sie hält dauernd dieselbe Temperatur, und dazu wird durch die in der Funkenstrecke verdampfende flüssige Luft für gute mechanische Säuberung der Funkenstrecke gesorgt. Man kann außerdem sagen, je schneller eine Funkenstrecke von allen Ladungsträgern befreit ist, desto konstanter und höher muß auch die abgestrahlte Intensität eines Oszillators sein.

c) Abhängigkeit der Intensität vom Leitermaterial

Da das Material der Funkenstrecke nicht ohne Bedeutung für den Oszillator sein wird, sind in dieser Richtung Versuche gemacht worden. Als besonders guter Strahler stellte sich bei Versuchen des Laboratoriums der Telefunken GmbH. Aluminium heraus, wobei immer nur Luft als Dielektrikum benutzt wurde. Doch zeigten mir Versuche, daß auch Magnesium und Wolfram sehr gute Strahler unter gleichen Bedingungen sind. Ein Aluminiumoszillator mit eingelassener Funkenstrecke aus Wolfram bewährte sich ausgezeichnet.

Beobachtet man nun die Strahlungsintensitäten linearer Oszillatoren bei Benutzung von flüssiger Luft als Dielektrikum, so zeigen an sich in Luft und Öl ungünstige Strahler ausgezeichnete Wirkungsweise, was sicher nur auf die gute Kühlung der Funkenstrecke und der damit verbundenen besseren Löschwirkung zurückzuführen ist. An verschiedenen Materialien wurden unter gleichen Bedingungen die Strahlungsintensitäten der Oszillatoren gemessen und die Reihenfolge, nach der Größe der Intensität geordnet, war die folgende: Kupfer, Aluminium, Zink, Zinn, Magnesium, Eisen und Wismut. Man sieht also, daß gerade Kupfer, so ungeeignet wie es in Luft ist, durch die starke Abkühlung der Funkenstrecke alle anderen Metalle überragt. Nur bei sehr kleinen Oszillatoren für λ unterhalb 10 cm eignet sich, da die Dicken der Oszillatoren zu klein werden, Wolfram und Platin am besten.

d) Die Dämpfung der Wellen

Durch die bis jetzt beschriebenen Vorversuche ist es möglich geworden, die Strahlungsintensität eines linearen Oszillators erheblich zu steigern.

Die pro Sekunde durch Strahlung verlorene Energie kann man sich formell durch einen Ohmschen Widerstand — den sogenannten Strahlungswiderstand — verursacht denken, der in den Oszillator eingeschaltet zu sein scheint, und so als Energieverzehrer wirkt. Dieser ist für Antennen, deren Länge groß gegenüber der Dicke des Leitermaterials ist,

$$R = 80\,\pi^2 \frac{\alpha^2 l^2}{\lambda^2}\,\Omega^{1}),$$

wobei l die Antennenlänge bedeutet und λ gegeben ist durch die eingangs erwähnte Beziehung $\lambda = 2\,l$, wie es für sinusförmige Stromverteilung auf der Antenne bzw. dem Dipol der Fall sein würde, und der Formfaktor $\alpha = 2/\pi$ zu setzen ist. Unter diesen Bedingungen erhält man einen Strahlungswiderstand $R_{\Sigma} = 80\,\Omega$. Dieser würde einem Strahlungsdekrement (der ln zweier aufeinanderfolgender Amplituden einer Schwingung) von etwa 0,2 entsprechen. Es ist also immer die gemessene abgestrahlte Energie — die Intensität — in erster Näherung proportional der durch sie verursachten Dämpfung der Schwingung. Für lineare Oszillatoren unserer Größenordnung wird das Strahlungsdekrement erheblich größer, wie man aus der von Abraham[2])

1) J. Zenneck, Drahtlose Telegraphie, S. 49.
2) M. Abraham, Wied. Ann. 66. S. 435. 1898.

gemachten Berechnung des Strahlungsverlustes linearer Oszillatoren leicht ersehen kann. Ich gebe hier die Beziehung in der in der Technik gebrauchten Form wieder. Es ist

$$\delta_\Sigma = \frac{2{,}44}{\ln \frac{l}{r}} \quad ^{1})$$

l = Länge
r = Radius.

Über die starke Abhängigkeit dieser Dämpfung von der Dicke eines Oszillators geben die von mir nach obiger Formel berechneten Kurven (Fig. 4) einigen Aufschluß. Als Abszisse sind die berechneten Dekremente aufgetragen, die Ordinaten geben die Radien der einzelnen Oszillatoren wieder. Man kann leicht daraus ersehen, wie für kleiner werdende Längen der Strahlverlust sehr stark mit der Dicke des Oszillators zunimmt. Es kommt also bei den für die Wellenlängenmessung verwandten Oszillatoren darauf an, daß das Verhältnis von Länge zu Dicke immer ein solches ist, daß der Strahlungsverlust nicht zu groß werde, denn dann würde schon vor Ablauf einer Periode alle Energie durch Strahlung verloren gehen. Man würde sonst sicher nicht die Wellenlänge der emittierten Strahlung interferometrisch nachweisen können. Schon bei einem Gesamtdekrement von 0,5 ist alle Energie nach etwa 8 Perioden aufgezehrt. Wie die Versuche zeigen, erhält man noch für Dekrementswerte von 0,8—0,9 durchaus brauchbare Interferometerkurven. Doch ist bei diesen Betrachtungen darauf zu achten, daß die später zu beschreibende Empfangsanordnung eine ganz unempfindliche ist, die keine selektiven Eigenschaften zeigt, d. h. daß das Nachweismittel nicht in Resonanz mit der auftreffenden Welle kommt. Bei Selektivität liegen die Verhältnisse naturgemäß ganz anders.

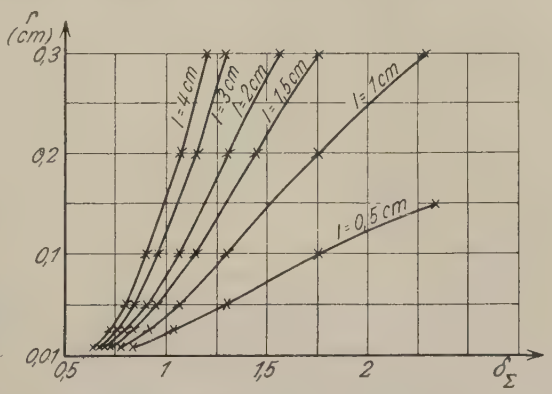

Fig. 4. Abhängigkeit des Strahlungsdekrements vom Radius

1) J. Zenneck, Drahtlose Telegraphie, S. 38.

e) Messung der Wellenlängen und Dämpfung

1. *Meßanordnung*

Im folgenden soll nun die Meßanordnung für die Bestimmung der Wellenlängen der Oszillatoren und gleichzeitig die Dämpfung der Wellen beschrieben werden. Für Wellenlängenmessungen unterhalb 10 cm ist die Methode der Vermessung stehender Wellen an Lecherdrähten nicht mehr anwendbar. Knoten und Bäuche der stehenden Wellen rücken immer dichter aneinander, und außerdem nimmt die Intensität nach kurzen Wellen so stark ab, daß ein genaues Vermessen der Wellenlängen unmöglich ist. Man benutzt daher allgemein in diesem Gebiet eine von Boltzmann[1]) angegebene Methode. Ein möglichst weitgehend paralleles Strahlenbündel wird an einem Spiegel reflektiert, dessen Fläche gehälftet ist. Die Hälften des Spiegels können in Richtung der Spiegelnormalen gegeneinander meßbar verschoben werden. Die auf diese Weise mögliche Veränderung des optischen Weges des einen Strahlenbündels gegen den anderen erzeugt in der Brennebene des Hohlspiegels Interferenzen. Auch Rubens[2]) hat für dieses Wellenlängengebiet eine sehr schöne Methode der Wellenlängenbestimmung angegeben. Er läßt die Hälfte eines parallelen Strahlenbündels durch ein optisch dichteres Medium von bekanntem Brechungsindex, der in diesem Gebiet aus der Maxwellschen Beziehung $n^2 = \varepsilon$ leicht zu errechnen ist, laufen und erzeugt durch Änderung der Schichtdicke des Mediums eine Verlängerung des optischen Weges des einen Bündels gegen das andere. Für genaue Dekrementsbestimmungen ist diese Methode nicht sehr geeignet, weil durch Reflexionsverluste die Messungen verfälscht werden können. Dieser Einwand fällt bei der Boltzmannmethode fort. Deswegen ist diese Methode verwandt worden. Fig. 5 gibt ein Bild des Strahlenganges wieder. Die durch den Oszillator O, der in der Brennlinie eines zylindrischen Parabolspiegels S_1 angebracht ist, emittierten Wellen gelangen parallel durch den Spalt D von 25 cm Breite

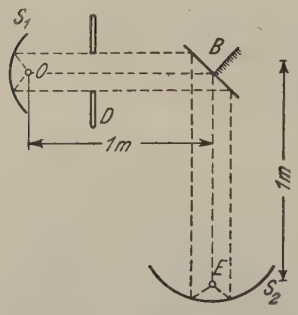

Fig. 5. Meßanordnung

1) L. Boltzmann, Wied. Ann. **40**. S. 399. 1890.
2) H. Rubens, Sitzber. preuß. Akad. Wiss., Berlin 1917, S. 556.

und werden am Boltzmannspiegel B in den Brennpunkt eines Paraboloids S_2 von 11 cm Brennweite und einer Öffnung von 60 cm Durchmesser reflektiert. Der Spiegel S_1 hat eine Brennweite von 10 cm und eine Öffnung von 40×40 cm^2. Das Diaphragma war nötig, um irgendwelche direkte Strahlung zum Empfangshohlspiegel S_2 zu vermeiden. Ein genaues Vermessen des Spaltbildes zeigte der Dämpfung der Wellen entsprechend sehr kleine Beugungsmaxima, die aber nie auf den reflektierenden Spiegel fielen und auch auf keine Weise in den Empfangshohlspiegel gelangen konnten. Weiterhin wäre zu sagen, daß an sich das günstigste optische Verhältnis bei diesen Wellenlängen in einer Spiegelanordnung immer dann vorhanden ist, wenn die Brennweite des Hohlspiegels ein drei Viertel oder das Vierfache der benutzten Wellenlänge beträgt. Dazu wären aber für längere Wellenlängen Spiegeldimensionen nötig gewesen, die im Laboratorium wegen Platzmangel nicht aufzustellen gewesen wären. Auf diese Weise macht sich bei längeren Wellen ein Intensitätsverlust bemerkbar, der sich aber bei den Wellenlängenmessungen nicht als störend erwies.

Die Oszillatoren waren wie folgt im Hohlspiegel angebracht. Um den Hohlspiegel befand sich ein Sperrholzrahmen, auf dessen oberem Brett eine Halterung des eigentlichen Oszillatorträgers angebracht war. Diese konnte durch Schlittenverschiebung und eine Drehvorrichtung den Oszillator immer genau in die Brennlinie des Hohlspiegels bringen. Der Oszillatorträger (Fig. 6) bestand aus einem Schlitten, der durch einen Dorn in eine Muffe der Haltevorrichtung festgeklemmt werden konnte. Am festen und beweglichen Teil des Schlittens war je eine Pertinaxstange von 25 cm Länge und 1 cm Dicke angebracht, die am unteren Ende Pertinaxscheiben mit verschiedenen, den Dicken der Oszillatoren entsprechenden Bohrungen trugen. Mit Pertinaxschrauben und Muttern wurden die Scheiben gehalten. Diese Vorrichtung ermöglichte durch Bewegung des Schlittens immer genau die günstigste Funkenlänge des Oszillators einzustellen. Außerdem wurde auf diese Weise vermieden, daß neben dem Oszillator keine Metallteile im Hohlspiegel sich befanden. Auch war es auf diese Weise gut möglich, die Oszillatoren in flüssiger Luft arbeiten zu lassen. Jedes Ankitten von Oszillatoren an irgendein Material war unmöglich, da das Bindemittel bei der Temperatur der flüssigen Luft versagte

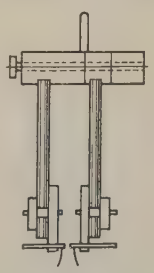

Fig. 6
Oszillatorhalterung

wegen der verschiedenen Wärmeausdehnungskoeffizienten der zu verbindenden Teile. Ferner stand vor dem Hohlspiegel ein kleiner Stelltisch, der ein unversilbertes Dewargefäß von genügendem Ausmaß trug.

Im Empfangshohlspiegel befand sich ein Vakuumthermoelement aus Eisen–Konstantan, welches an ein Hartmann & Braun-Drehspulgalvanometer von 6 Ohm inneren Widerstand und einer Empfindlichkeit von $4 \cdot 10^{-8}$ Amp. für 1 mm Ausschlag bei 1 m Skalenabstand angeschlossen war. Alle benutzten Thermoelemente dieser Art (Fig. 7) zeigten keine selektive Empfindlichkeit. Die Empfindlichkeit hing immer nur ab von der Feinheit der Lötstelle. Die in dieser Anordnung erreichten Ausschläge betrugen bis zu 50 cm bei einem Skalenabstand von 4 m für Wellenlängen oberhalb 10 cm. Für die Wellenlängen unterhalb 10 cm war der kleinste Ausschlag 3 cm. Diese an sich unempfindliche Nachweismethode war gewählt worden, um bei der Messung der Wellenlängen und der Absorption dieser Wellen in angeregten Gasen von eventuell auftretenden Resonanzerscheinungen im Empfangssystem unabhängig zu sein.

Fig. 7. Thermoelement

2. *Wellenlängenmessung*

In dieser Anordnung wurde nun eine Kurve der Intensitätsveränderung durch schrittweise Verschiebung des einen Spiegels gegen den anderen aufgenommen. Fig. 8 zeigt eine der Meßkurven für einen Oszillator von 5 cm Gesamtlänge und einer Dicke von 0,4 cm. Jeder Meßpunkt ist ein Mittelwert aus mehreren Messungen, was an sich unnötig ist, da die Oszillatoren sehr konstant strahlen. Als Abszisse ist die Verschiebung des Boltzmannspiegels s und als Ordinate die dabei gemessene Intensität aufgetragen. Die hier gefundene Wellenlänge beträgt

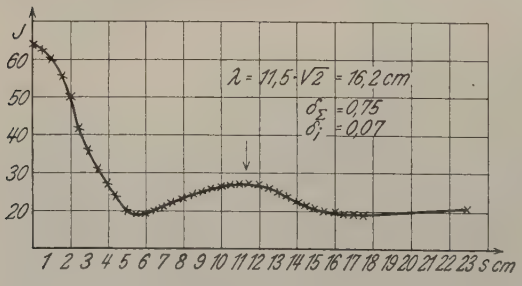

Fig. 8. Interferometerkurve

16,2 cm. Für die Wellenlängen der anderen Oszillatoren erhält man entsprechende Kurven.

3. *Dämpfungsbestimmung*

Berechnet man aus dem Abfall der Intensität beider Maxima das Gesamtdekrement, so erhält man einen Wert:

$$\Sigma\delta = 0{,}82\,.$$

An sich ergibt sich ein Wert von 1,64, doch ist zu berücksichtigen, daß Intensitäten gemessen werden, für deren Abfall gilt:

$$I = I_0 e^{-2\delta t}.$$

Das gemessene Dekrement verteilt sich auf das Strahlungsdekrement δ_Σ und das innere Dekrement (Joulesches und Funkendekrement) δ_i des Oszillators. Berechnet man nach der Formel von Abraham (S. 327) das Strahlungsdekrement für diesen Oszillator, so ergibt sich ein Wert von 0,75 und es bleibt somit für das innere Dekrement 0,07.

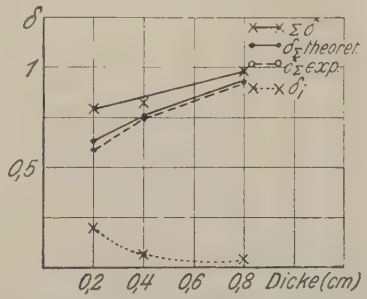

Fig. 9. Gesamtdekrement in Abhängigkeit von der Dicke

Um die Genauigkeit der Meßanordnung zu prüfen, wurde daraufhin das Gesamtdekrement von Oszillatoren gleicher Länge aber verschiedener Dicke bestimmt. Zunächst zeigt sich ein Unterschied in den Intensitäten, je größer die Dicke des Oszillators war, desto größer war auch die abgestrahlte Energie. Aus den prozentualen Unterschieden der Intensitäten kann man berechnen, wieviel größer bzw. kleiner das der Intensität proportionale Strahlungsdekrement sein muß. Das Ergebnis des Versuches zeigt Fig. 9. Als Abszissen sind die Dicken als Ordinaten die Dekremente aufgetragen. Für den Oszillator der Dicke 0,4 cm ist das theoretische Strahlungsdekrement eingetragen, und aus den Intensitätsunterschieden sind die δ_Σ für die beiden anderen Dicken errechnet worden. Man sieht wie genau die Werte mit den theoretisch errechneten übereinstimmen. Zieht man von den auch eingezeichneten Gesamtdekrementen die Strahlungsdekremente ab, so erhält man für jeden Oszillator das dazu gehörige innere Dekrement. Mit zunehmender Dicke fallen diese ab, was auch zu erwarten ist,

weil der für das Joulesche Dekrement maßgebende Widerstand des Oszillators mit wachsender Dicke abnimmt.

Weiter wurde versucht die Größenordnung der Funkendämpfung zu bestimmen. Bei zwei verschiedenen Funkenlängen (0,1 und 0,15 mm) wurde für einen Oszillator der Länge 5 cm und der Dicke 0,4 cm immer das Gesamtdekrement bestimmt. Der Unterschied dieser gibt, da δ_Σ und δ_i für ein und denselben Oszillator sich nicht ändern können, ungefähr die Größenordnung des Anstiegs des Funkendekrements. An sich nimmt bei größerer Funkenlänge die Strahlungsintensität ab, was aber auf die schlechtere Entionisierung der Funkenstrecke zurückzuführen ist und keinesfalls auf eine Änderung des Strahlungsdekrements schließen läßt. Das erhaltene Ergebnis läßt sich jedenfalls in Einklang bringen mit dem Resultat einer Arbeit von Ives[1]), der derartige Messungen ausgeführt hat. Das Meßergebnis gibt Fig. 10 wieder. Man kann die erhaltenen Meßpunkte durch eine gerade Linie verbinden, da bekanntermaßen das Funkendekrement ein lineares ist. Setzt man die Gerade bis zu einer Funkenlänge von 0,36 mm fort, so erhält man ziemlich genau den von Ives gemessenen Anstieg zwischen den Funkenlängen 0,15 und 0,36 mm, der bei ihm 0,46 betrug, während das für meine Messung gegebene Resultat 0,45 wäre.

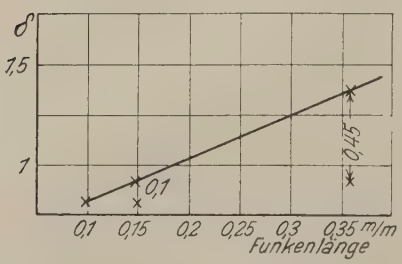

Fig. 10. Funkendekrement

Einfügen möchte ich hier einen Versuch, der die Möglichkeit zeigt, einen Resonator mit einem Oszillator zu koppeln. Bei dieser Kopplung eines Oszillators mit einem Resonator scheinen ähnliche Dinge vor sich zu gehen wie sie beim Löschfunkensender ausgenutzt werden. Verschiebt man den linearen Oszillator aus der Brennlinie des Hohlspiegels, mißt die kleiner gewordene Intensität und bringt man dann einen Metallstab gleicher Dimension in der Brennlinie des Hohlspiegels an, so kann eine deutliche Zunahme der Strahlungsintensität beobachtet werden (Zunahme etwa 20 %). Das günstigste Kopplungsverhältnis liegt augenscheinlich in einem Abstand einer Viertelwellenlänge.

---

1) H. E. Ives, Phys. Rev. **31**. S. 202. 1910.

Zum Schlusse dieses Teiles sei noch eine Tabelle gebracht mit Angaben über Wellenlängen usw. der benutzten Oszillatoren sowie eine Zusammenstellung von Werten aus älteren Arbeiten.

Material	l cm	r cm	l/r	λ_{cm}	λ/l	$\Sigma\delta$	δ_Σ	δ_i
Cu	10	0,4	25	31,02	3,1	0,81	0,75	0,06
Cu	9	0,4	22,5	28,2	3,13	0,828	0,785	0,043
Cu	8	0,4	20	25,38	3,17	0,848	0,82	0,028
Cu	7,5	0,2	37,5	22,5	3	0,751	0,67	0,081
Cu	6,5	0,2	32,5	21,85	3,36	0,780	0,705	0,085
Cu	5	0,2	25	16,2	3,04	0,82	0,75	0,07
Cu	4	0,2	20	15,5	3,87	0,842	0,82	0,022
Cu	3,3	0,1	33	10,87	3,3	0,8	0,705	0,095
Cu	2,5	0,1	25	9,16	3,66	0,798	0,75	0,048
Cu	3	0,1	30	7,75	2,58	0,8	0,72	0,08
Cu	1,4	0,025	56	3,52	2,5	0,76	0,615	0,145
Pt	1,5	0,037	40	4,23	2,88	0,89	0,66	0,23
Pt	1	0,037	26,6	2,82	2,82	0,89	0,74	0,15
Pt	0,6	0,025	24	1,83	3,05	0,94	0,76	0,18

λ_{cm}	l/r	δ_Σ theoret.	λ/l	Beobachter	Material
2,7	40	0,66	2,7	Nichols und Tear[1])	W
2,16	26,4	0,75	3,3	„ „ „	W
0,42	6,8	1,3	4,9	„ „ „	W
0,19	3,2	2,05	4,8	„ „ „	W
0,18	3,2	2,05	4,5	„ „ „	W
1,1	16	0,89	2,8	„ „ „	W
0,84	11,2	0,98	3	„ „ „	W
1,62	18	0,85	3,6	Moebius[2])	Pt
0,7	8	1,21	3,5	„	Pt

Bei allen Wellen ist praktisch das Gesamtdekrement immer dasselbe, was im wesentlichen mit dem Verhältnis von Länge zum Radius des Oszillators zusammenzuhängen scheint. Jedenfalls sind nach diesem Gesichtspunkt die Oszillatoren gebaut worden, weil man zum mindesten dadurch das Strahlungsdekrement der Oszillatoren gleichmäßig halten konnte. Für die Absorptionsmessungen sollte jedenfalls auf diese Weise erreicht werden, daß die zur Absorption gebrachten Wellen immer gleich gedämpft waren. Das Verhältnis von $\lambda : l$ ist nie 2, sondern schwankt zwischen 2,5 und 3,8. Der Wert 2 ist auch nur zu erwarten für Oszillatoren, deren Länge sehr groß gegen die

1) E. F. Nichols u. J. D. Tear, a. a. O.
2) W. Moebius, Ann. d. Phys. **62**, **66**. S. 501. 1920.

Dicke ist. Nichols und Tear erhalten sogar Werte von 2,7—4,9, wobei für die großen Werte die Länge der Oszillatoren nur sehr wenig größer ist als ihre Dicke. Wie weit diese Ergebnisse mit verschiedenartiger Änderung von Selbstinduktion und Kapazität bei Übergängen zu anderen Dimensionen der Oszillatoren zusammenhängt, ist nicht zu übersehen.

II. Absorptionsmessungen in angeregten Gasen

a) Meßanordnung

Bei den Absorptionsmessungen ist eine von den allgemein üblichen Methoden abweichende benutzt worden.

Man wählt sonst Anordnungen, die das parallele Strahlenbündel durch das absorbierende Medium schicken, um dann hinter dem Medium am Nachweismittel den Effekt zu erhalten. Das Wesentliche der hier benutzten Methode besteht darin, daß das Nachweismittel sich mitten im absorbierenden Medium befindet, wie Fig. 11 zeigt. Das im Hohlspiegel S_1 parallel gemachte Strahlenbündel geht durch den Spalt D und wird durch den Spiegel B auf das Thermoelement E, welches sich in der Brennebene des Hohlspiegels S_2 befindet, fokussiert. Das Absorptionsgefäß, ein Glasballon von 20 cm Durchmesser, ist so im Hohlspiegel S_2 angebracht, daß sein Mittelpunkt genau in die Brennebene des Hohlspiegels fällt. Der Glasballon ist mit einer Einstülpung von 6 cm Weite und 12,5 cm Tiefe versehen. Diese Einstülpung ermöglicht, das Thermoelement, welches durch Watte gegen direkte Wärmeeinwirkung der Entladung geschützt war, genau in die Brennebene des Hohlspiegels zu bringen. Diese Anordnung wurde gewählt, um weitgehendst frei zu werden von der im Raum immer vorhandenen falschen Strahlung elektrischer Wellen, die durch Reflexion und Anregung von im Zimmer vorhandenen Metallteilen entsteht. Weiterhin müßte man, um eine definierte absorbierende Schicht zu haben, einen parallel-

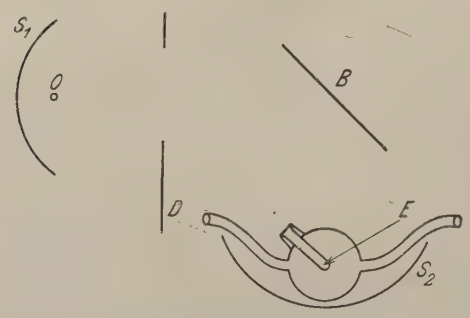

Fig. 11. Meßanordnung

wandigen Glastrog benutzen, bei dem es aber schwer wäre, eine gleichmäßige Füllung mit angeregtem Gas zu erreichen. Außerdem würde ein derartiger Glastrog wegen der aufgekitteten Fenster vakuumtechnisch Schwierigkeiten machen, was bei einem Glasballon fortfallen würde; dafür ist aber hier der Nachteil vorhanden, genauere Aussagen über die Schichtdicke des Mediums machen zu können. In unserem Fall kann man mit Berücksichtigung der Ansatzstutzen am Ballon die Schichtdicke mit etwa 14 cm annehmen.

b) Das Entladungsrohr

Um bei den Messungen dauernd reines Gas im Absorptionstrog zur Verfügung zu haben, wurde mit strömenden

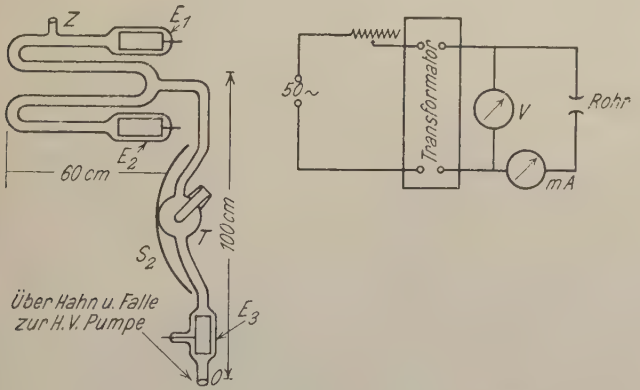

Fig. 12. Entladungsrohr und Anregung

Gasen gearbeitet. Außerdem ist bei der Herstellung atomaren Wasserstoffs durch Glimmentladung wegen der äußerst lebhaften Rekombination des durch die Entladung dissoziierten Wasserstoffs das Arbeiten mit strömendem Gas Bedingung. Die Herstellung und Anregung des atomaren Wasserstoffs erfolgte in der üblichen Weise, wie sie Wood[1]) angegeben hat. Fig. 12 gibt ein Bild des benutzten Entladungsrohres. Bei Z wird das Gas zugeführt und bei O mit Hilfe einer dreistufigen Stahlpumpe nach Gaede ins Vorvakuum abgesaugt. Das eigentliche Entladungsrohr enthält zwei Aluminiumelektroden E_1 und E_2 von 20 cm Länge, 5,5 cm lichter Weite und 0,15 cm Wandstärke. Die Hilfselektrode E_3 ist 15 cm lang.

1) R. W. Wood, Phil. Mag. 42. S. 729. 1921.

Angeregt wurden die Gase durch einen mit 220 Volt 50 ~ Wechselstrom betriebenen Hochspannungstransformator, der bis 6000 Volt lieferte und bis zu 10kW belastbar war, nach der in Fig. 12 angegebenen Schaltung.

c) Herstellung eines konstanten Gasstromes

Um eine konstante Entladung im Rohr aufrecht zu erhalten, ist es unbedingt nötig, genau die gleiche Menge Gas der Apparatur zuzuführen, die durch die Pumpe wieder abgesaugt wird. Dazu ist es nötig, ein geeignetes Ventil zu finden. Das in Fig. 13 gezeigte Ventil genügte den gewünschten Anforderungen. Das von der Bombe gelieferte Gas gelangt

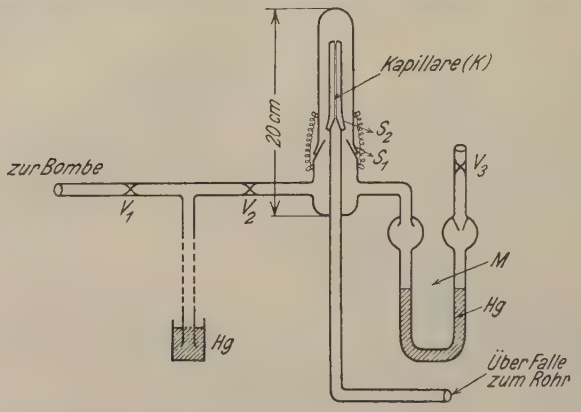

Fig. 13. Regulierventil

durch den Hahn V_1 mit einem Druck, der gerade ausreicht, um aus einem 80 cm langen in Hg tauchenden Glasrohr, eine Art Grobventil, ganz geringe Gasmengen bei geschlossenem V_2 in die Atmosphäre abströmen zu lassen. Wird der Hahn V_2 ein wenig geöffnet, so strömt das Gas in die Vorkammer des eigentlichen Regulierventils. Der Schliff S_1, durch zwei Spiralfedern genügend gesichert, dient zum Öffnen des Ventils, um die im Schliff S_2 eingekittete Kapillare K nach Bedarf zu wechseln. Mit Hilfe der Kapillare und einem Manometer M, welches an die Vorkammer angeschlossen ist, kann der Gasstrom sehr konstant gehalten werden. Bei den Versuchen mit den verschiedenen Gasen zeigte sich, daß immer die gleiche Kapillare benutzt werden konnte, da man mit Hilfe des Manometers in der Lage war, den Druck nach Bedarf auf der an die Atmosphäre grenzenden Seite — gegen diese durch das

Ventil V_3 abgeschlossen — durch hindurchperlendes Gas so zu regulieren, daß die Gasdruckdifferenz an den Enden der Kapillare groß genug war, um den benötigten Druck im Entladungsrohr aufrecht zu erhalten. Bevor das Gas in das Entladungsrohr trat, passierte es noch eine Ausfrierfalle. Alle Versuche wurden bei einem Gasdruck von etwa 0,5 mm Hg ausgeführt.

d) Herstellung der Gase und ihre Entladungsform

Der bei den Versuchen benutzte *Wasserstoff* wurde einer Bombe entnommen. Der an sich im Bombenwasserstoff vorhandene Sauerstoff wurde nicht entfernt, da Sauerstoff[1]) bekanntermaßen die Rekombination des atomaren Wasserstoffs an unsauberen Glaswänden verhindert, und man auf diese Weise auf übertriebene Sauberhaltung der Glasapparatur, die vor Gebrauch mit verdünnter Flußsäure gesäubert war, nicht zu achten braucht.

Läßt man die Entladung durch das so vorbehandelte Gas gehen, so kann man eine stark rotleuchtende Glimmentladung beobachten, die auch im Absorptionstrog, der bei dem benutzten Druck gleichmäßig mit dem leuchtenden Gas gefüllt war, sehr intensiv die Linien H_α, H_β, H_γ auf dunklem Untergrund in einem Taschenspektroskop zeigte.

Der zu den Messungen benötigte *Sauerstoff* wurde ebenfalls einer Bombe entnommen. Der Bombensauerstoff wurde aber in einer Ausfrierfalle in genügender Menge kondensiert und dann die Bombe abgestellt. Der auf diese Weise gewonnene reine Sauerstoff verdampfte dann in die Apparatur. Der Druck des bei der Temperatur der flüssigen Luft verdampfenden Sauerstoffs (etwa 30 cm Hg) ist hoch genug, um den im Entladungsrohr benötigten Druck von 0,5 mm Hg dauernd aufrecht zu erhalten.

Die Entladung war immer von einem starken grünen Nachleuchten begleitet, dessen Spektrum kontinuierlich vom Roten bis ins Blaue reichte. Nach Abschalten der anregenden Spannung konnte trotz des Absaugens das Leuchten noch etwa 15 Sek. beobachtet werden. Legte man die Entladung zwischen die Elektroden E_1 und E_2, so füllte sich der Absorptionstrog mit dem nachleuchtenden Gas. Außerdem kannte man, wenn die anregende Spannung an die Elektroden $E_{1,2}$ und E_3 gelegt wurde, während die Entladung durch den Ab-

1) K. F. Bonhöffer, Ergebnisse der exakten Naturw. **6**. S. 207; V. von Keussler, Ann. d. Phys. [5] **7**. S. 225. 1930.

sorptionsballon ging, das grüne Leuchten gut beobachten, da die eigentliche Entladung mitten durch den Ballon sich fortsetzte. Stellte man den Hahn V_2 (Fig. 13) ab, so zeigte sich mit kleiner werdendem Druck eine Verringerung der Intensität des Nachleuchtens, das gerade bei dem benutzten Druck seine größte Intensität aufwies. Dieser Effekt trat nur auf, wenn das Rohr vorher mit Wasserstoff gearbeitet hatte. Man kann daraus schließen, daß die Wasserstoffverunreinigung dieses Phänomen begünstigt. Es handelt sich scheinbar, nach dem Spektrum zu urteilen, um nachleuchtenden Ozon, wie Herzberg[1]) ihn dargestellt hat, der hier unter einfacheren Versuchsbedingungen sich zeigt.

Bei *Stickstoff* trat ein derartiges Nachleuchten nicht auf. Der Bombenstickstoff wurde ohne Vorbehandlung in die Apparatur eingelassen. Durch die Anregung erhielt man ein intensives goldgelbes Leuchten.

e) Absorptionsmessungen

Die Absorptionsmessungen wurden in der unter Fig. 11 gezeigten Anordnung ausgeführt. Diese konnten durch das regelmäßige Arbeiten — auch bei Dauerbetrieb — der Oszillatoren und des Entladungsrohres auf einfachste Weise ausgeführt werden. Das konstante Arbeiten der Oszillatoren ist in Teil I dieser Arbeit hervorgehoben. Die Kontrolle der Entladung war erstens ermöglicht durch die in Fig. 12 eingeschalteten Meßinstrumente, da ein Schwanken des Gasdrucks sich an diesen bemerkbar gemacht hätte, und das Manometer am Regulierventil der Gaszuführung. Wenn das Manometer ruhig stand, was leicht zu erreichen war, zeigten auch Hochspannungsvoltmeter und Milliamperemeter keine Schwankungen. Gemessen wurde die Absorption in der Weise, daß zunächst die Strahlungsintensität des Oszillators $\cdot I_0$ festgestellt wurde, dann wurde die Anregung des Gases eingeschaltet, dabei ging der Ausschlag um den Betrag $I_0 - I$ zurück. Man erhält dann die Absorption in Prozent aus

$$A = \frac{I_0 - I}{I_0}.$$

Alle Absorptionsmessungen wurden bei einer Entladestromstärke von 560 mA und je nach Art des Gases bei einem Spannungsabfall am Rohr von 1100 Volt bei $H^{\cdot}$, 1200 Volt bei N_2 und 1300 Volt bei O_2 ausgeführt (Effektivwerte). Im

1) G. Herzberg, Z. f. Phys. **46**. 878. 1928.

Rohr entspricht dies einer Stromdichte von 80 mA pro Quadratzentimeter. Die mittlere Stromdichte im eigentlichen Absorptionstrog beträgt etwa 3 mA pro Quadratzentimeter (Effektivwerte). Eine höhere Belastung des Rohres war wegen der

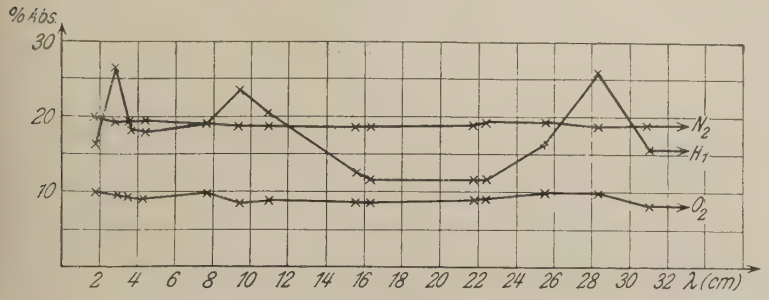

Fig. 14. Prozentuale Absorption in Abhängigkeit von der Wellenlänge

Elektrodeneinschmelzungen nicht möglich. Es wurde nun zunächst für alle in Teil I angeführten 14 Oszillatoren die Absorptionsmessungen in angeregtem atomaren Wasserstoff ausgeführt. Hierbei zeigten sich die in Fig. 14 zu sehenden

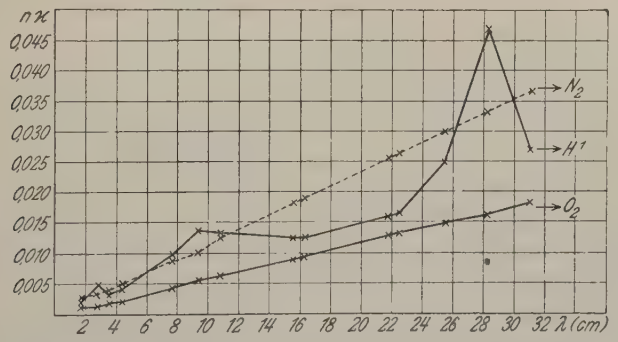

Fig. 15. Absorptionskoeffizient in Abhängigkeit von der Wellenlänge

Unterschiede in der prozentualen Absorption. Sämtliche Meßpunkte sind Mittelwerte aus 8—10 Messungen. Danach wurden zum Vergleich dieselben Messungen für Sauerstoff und Stickstoff in Anregung ausgeführt. Hier zeigten sich keine Unterschiede, wie aus den Meßkurven zu ersehen ist. Die Kurven geben ein Bild der prozentualen Absorption in Abhängigkeit von der eingestrahlten Wellenlänge. Der beim Sauerstoff

auftretende nachleuchtende Ozon absorbierte nicht. Sämtliche erhaltenen Kurven waren reproduzierbar.

In Fig. 15 ist die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten mit der Wellenlänge aufgetragen. Sie errechnet sich aus:

$$n\varkappa = \ln \frac{I_0}{I} \cdot \frac{\lambda}{4\pi d}.$$

Die sich hieraus errechnenden Werte sind nicht exakt, da für die Schichtdicke d der auf S. 335 angegebene ungefähre Wert eingesetzt ist. Zu einer quantitativen Ausbeute soll aber die Diskussion dieser Kurven, die später erfolgt, nicht führen. Es soll nur rein qualitativ die kontinuierliche Absorption besprochen werden.

Die gemessenen Absorptionswerte gibt die folgende Tabelle zahlenmäßig wieder:

λ (cm)	H			O_2			N_2		
	cm Skt.		$\frac{I_0-I}{I_0}=A$	cm Skt.		$\frac{I_0-I}{I_0}=A$	cm Skt.		$\frac{I_0-I}{I_0}=A$
	I_0	I_0-I	%	I_0	I_0-I	%	I_0	I_0-I	%
31	3,9	0,6	15,1 ± 1	6,2	0,5	8,1 ± 0,6	4,6	0,85	18,5 ± 1,1
28,2	5,7	1,5	26,3 ± 1,3	6,9	0,67	9,7 ± 0,6	3,9	0,71	18,2 ± 0,9
25,4	3,7	0,6	16,2 ± 1,3	5	0,5	10 ± 0,6	4,2	0,8	19 ± 1
22,5	3,4	0,4	11,8 ± 1,2	5,1	0,45	8,8 ± 0,7	5,1	1	19,6 ± 1,3
21,8	4,2	0,5	11,9 ± 1	5,4	0,47	8,7 ± 0,5	3,6	0,66	18,3 ± 1,3
16,2	2,4	0,27	11,5 ± 0,8	3,4	0,28	8,3 ± 0,6	2,7	0,5	18,5 ± 1,3
15,5	2,8	0,35	12,5 ± 0,8	3,6	0,3	8,3 ± 0,6	3,7	0,66	18 ± 1,1
10,9	4,4	0,9	20,5 ± 1	3,1	0,27	8,7 ± 0,8	5,55	1,05	18,9 ± 1
9,16	2,4	0,55	23 ± 1	3,4	0,28	8,2 ± 0,7	2,7	0,5	18,5 ± 0,8
7,75	1,6	0,31	19 ± 1,1	3,4	0,33	9,7 ± 0,8	3,46	0,66	19 ± 1,1
3,52	1,1	0,2	18,2 ± 2	1,6	0,15	9,4 ± 0,9	2,1	0,4	19 ± 0,9
4,23	0,9	0,16	17,7 ± 1,8	1,7	0,15	8,8 ± 1	1,2	0,23	19,2 ± 1,5
2,82	0,9	0,24	26,6 ± 2,8	1,3	0,12	9,2 ± 1	1,2	0,23	19,2 ± 1,5
1,83	0,6	0,1	16,6 ± 1,5	1,1	0,1	9,1 ± 0,9	1,0	0,2	20 ± 1,8

Die in obiger Tabelle angegebenen Werte für I_0 und I_0—I sind Mittelwerte der einzelnen Intensitätsmessungen für jeden Oszillator. Die Abweichungen der einzelnen I_0 in den Horizontalreihen sind nicht verursacht durch inkonstante Strahlung während der Messung, sondern sie ergeben sich daraus, daß die Absorptionsmessung bei verschiedenen Strahlungsintensitäten ausgeführt wurde, wobei sich immer wieder die gleiche prozentuale Absorption ergab, die um den unter A angegebenen Mittelwert der prozentualen Absorption entsprechend der Fehlergrenze schwankt. Es mußte bei ver-

schiedenen Intensitäten gemessen werden, weil die Strahlungsintensität der Oszillatoren nach kurzen Wellen hin abnimmt, wie aus den Vertikalreihen zu ersehen ist. Man erhält also zusammenfassend folgendes Ergebnis: Angeregter atomarer Wasserstoff scheint in der Nähe von 28,2, 9,16 und 2,8 cm Resonanzstellen zu besitzen. Die Kurven für angeregten Sauerstoff und Stickstoff zeigen keine derartigen Unterschiede.

f) Deutung der Ergebnisse

Bei Betrachtung der Absorptionskurven zeigt sich, daß, abgesehen von den selektiven Maximas in der Absorption des angeregten atomaren Wasserstoffs ein Anwachsen der Absorption nach längeren Wellen hin auftritt. Besonders deutlich wird dieser Vorgang in den Kurven (Fig. 15, S. 339), die die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Wellenlänge wiedergeben. Eine derartige kontinuierliche Absorption in angeregten Gasen kommt durch Abgabe eingestrahlter Energien an Elektronen im Gas zustande. Trifft eine elektromagnetische Welle im angeregten Gas auf freie Elektronen, so werden diese zum Schwingen angeregt. Dadurch wird einmal ein Streuprozeß verursacht, ferner tritt eine reine Absorption auf, die durch Stöße der schwingenden Elektronen eine Erhöhung der Temperatur des angeregten Gases zur Folge hat, zuletzt bedingen die mitschwingenden Elektronen einen Brechungsindex kleiner als 1, der bei hohen Dichten der Elektronen Totalreflexion erwarten läßt. Stewart[1]) und Dänzer[2]) geben für eine derartige Absorption eine Formel an, die ein Anwachsen der Absorption mit der Wellenlänge fordert. Nach Dänzer ist der Absorptionskoeffizient

$$\mu = \frac{1}{2\pi c^3} \frac{Ne^3}{m} Z \lambda^2,$$

hierin bedeutet N die Anzahl der Elektronen, Z die Stoßzahl der Elektronen. Es muß also ein Anwachsen von μ mit λ^2 erwartet werden. Ein Anstieg mit λ^2 ist aus unseren Kurven nicht zu ersehen, doch verlaufen sie in ähnlicher Weise wie die von Hasselbeck[3]) gemessenen Kurven. Dieser untersucht die Absorption eines angeregten Neon-Heliumgemisches in Abhängigkeit von der eingestrahlten Frequenz und findet kein Übereinstimmen im Sinne der Theorie. Auch Stewart behandelt den Fall der Absorption in ionisierten Gasen. Er

1) J. Q. Stewart, Phys. Rev. **22**. S. 324. 1923.
2) H. Dänzer, a. a. O.
3) W. Hasselbeck, a. a. O.

erhält für den der eingestrahlten Energie I entnommenen Energiebetrag durch ein Elektron einen Ausdruck von der Form:

$$s = \left(\frac{8\pi e^4}{3 m^2 c^4} + \frac{2 e^2 r \lambda^2}{\pi m c^3} \right) I. \qquad (r = \text{Stoßzahl})$$

Der erste Summand gibt die von der Wellenlänge unabhängige Streuung an den freien Elektronen wieder. Der zweite Summand fordert für die Absorption durch mitschwingende Elektronen einen Anstieg mit λ^2. Daß diese Theorien, die ohne elastische Bindung der Elektronen rechnen, ein genaues Bild der experimentellen Befunde geben können, ist nicht zu erwarten. Man kann aber sehen, daß ein Absorptionsanstieg zu längeren Wellen hin erklärbar ist. Entsprechend der Elektronegativität des Sauerstoffs liegt seine Absorptionskurve unterhalb der von Wasserstoff und Stickstoff.

Es soll versucht werden, nun die Stellen selektiver Absorption zu deuten. Man könnte veranlaßt sein, diese Resonanzstellen den von Langmuir und Tonks[1]) angegebenen Plasmaschwingungen, d. h. Elektronen- und Ionenschwingungen in Gasentladungen zuzuschreiben. Die oben genannten Autoren geben für die von den langsamen Ionen nicht beeinflußten Elektronenschwingungen eine Frequenz

$$\nu_e = \sqrt{\frac{N e^2}{\pi m}}$$

an, und für die kurzwelligeren unter den Ionenschwingungen

$$\nu_p = \nu_e \sqrt{\frac{m_e}{m_p}}.$$

Hieraus ist zu ersehen, daß diese Frequenzen stark abhängig von der Dichte der Elektronen sind. Die Beobachtungen der oben genannten Autoren konnten erweisen, daß bei geringer Änderung der Stromstärke eine beobachtete Eigenfrequenz sofort verschwand und entsprechend der Änderung der Elektronendichte andere Eigenfrequenzen auftraten. In Fig. 16 kann eine Kurvenschar gezeigt werden, die gerade die Abhängigkeit unserer Absorption von der Entladestromstärke zeigen soll. Man sieht in keiner Weise eine Beeinflussung der selektiven Maxima, die bei einer Auftragung der prozentualen Absorption in Abhängigkeit von der Wellenlänge immer an den gleichen Stellen bleiben würden.

---

1) I. Langmuir u. L. Tonks, Phys. Rev. **33**. S. 195, 990. 1929; **34**. S. 879. 1930; **37**. S. 1458. 1931; L. Tonks, Phys. Rev. **38**. S. 1219. 1931.

Man könnte daher veranlaßt sein, diese Maxima der Absorption im Sinne der eingangs der Arbeit angegebenen hypothetisch möglichen Elektronenübergänge innerhalb der Feinstruktur von H_α zu deuten. Zum mindesten spricht die Unabhängigkeit der Maxima von der Stromstärke stark für ein Auftreten von Eigenfrequenzen in den Atomen des angeregten Gases. Es könnten

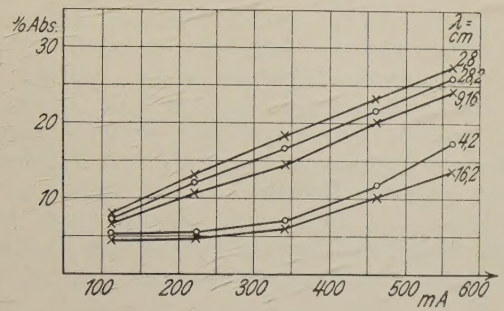

Fig. 16. Prozentuale Absorption bei verschiedenen Wellenlängen in Abhängigkeit von der Entladestromstärke

also diese Eigenfrequenzen den in Fig. 17 im Termschema eingezeichneten Übergängen in der H_α Feinstruktur entsprechen. Die Absorption in den Resonanzstellen sieht sehr groß aus. Man kann aber wohl sagen, daß, bedingt durch die Versuchsanordnung, eine vorgetäuschte Absorption diese verstärken könnte. An Stellen anomaler Dispersion nimmt der Brechungsindex große Werte an, und dadurch wird das parallele Strahlenbündel beim Passieren der mit dem angeregten Gas gefüllten Kugel, die eine Linse darstellt, stark konvergent bzw. divergent. Dadurch rückt das Bild der Strahlungsquelle, das genau auf das Thermoelement eingestellt war, von der Lötstelle weg, wodurch eine Intensitätsänderung vorgetäuscht wird, die als Absorption gemessen erscheint. Da es keine Möglichkeit gibt, Absorptionseffekt und Brechungseffekt zu trennen, kann eine quantitative Aussage, die eine theoretische Deutung zulassen würde, vorläufig nicht gemacht werden.

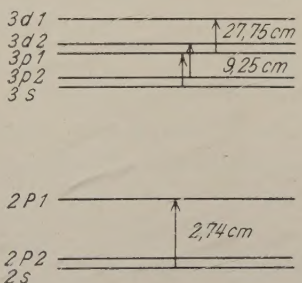

Fig. 17. Termschema

Es besteht also eine gewisse Wahrscheinlichkeit, den Absorptionseffekt in der zuletzt genannten Richtung zu deuten.

Eine Erklärung des Ergebnisses durch Auftreten von Langmuir und Tonks-Plasmaschwingungen kommt jedenfalls kaum in Frage. Und solange noch keine andere Erklärungsmöglichkeit zur Verfügung steht, kann man den erhaltenen Effekt noch am ehesten als ein Auftreten von Eigenfrequenzen im angeregten atomaren H ansprechen.

Am Schluß der Arbeit möchte ich noch ganz besonders Hrn. Dr. H. Klumb für die Anregung zu dieser Arbeit und für sein stetig förderndes Interesse an ihr danken. Für die Überlassung von Institutsmitteln bin ich Hrn. Geheimrat Prof. Dr. Nernst zu großem Dank verpflichtet. Es ist mir angenehme Pflicht, den Herren Professoren Wehnelt und P. Pringsheim für ihr häufig gezeigtes Interesse an der Arbeit zu danken. Durch freundlichen Rat und Kritik bin ich durch Hrn. Prof. Grotrian sehr gefördert worden, wofür ich ihm an dieser Stelle meinen besonderen Dank ausspreche.

Lebenslauf

Ich, Otto Betz, Sohn des Korv.-Kapt. a. D. Otto Betz wurde am 6. Februar 1906 in Kiel geboren. Meine Schulbildung genoß ich größtenteils auf dem H. v. Kleist-Realgymnasium zu Berlin-Schmargendorf; sie wurde durch eine kaufmännische Lehrzeit in den Jahren 1923/24 unterbrochen. Ostern 1925 machte ich die Reifeprüfung in oben angegebener Anstalt. Mein Studium habe ich ununterbrochen an der Berliner Friedrich-Wilhelms-Universität durchgeführt.

Ich besuchte Vorlesungen und Übungen der Professoren Nernst, Wehnelt, Pringsheim, Czerny, Planck, Schrödinger, Hettner, Bodenstein, Marckwald, Thoms, Riefert, Maier, Stumpf, Bieberbach, von Mises, Schmidt, Schur, Hammerstein, Szegö, Feigl, Neumann von Marghitta.